

[Введите текст]

## К БЕЗЭНТРОПИЙНОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ

В. А. Эткин<sup>1</sup>, И. Н. Дорохов<sup>2</sup>

### Аннотация

В статье обсуждаются преимущества перестройки термодинамики с изначальной ориентацией её на неравновесные системы и нестатические процессы. Показано, что такой подход позволяет исключить из оснований термодинамики постулаты и гипотезы, являющиеся источником всех её парадоксов и паралогизмов, и предложить более общую, нежели энтропия, меру количества теплового движения. Обсуждаются преимущества безэнтروпийной термодинамики, состоящие в устранении всех её паралогизмов и термодинамических неравенств, доказательстве всех положений теории необратимых процессов, синтезе равновесной и неравновесной термодинамики, установлении единства законов переноса и преобразования всех форм энергии и универсализации понятийной системы и математического аппарата, что позволяющего учитывать необратимость в других фундаментальных дисциплинах.

**Ключевые слова:** термодинамика равновесная и неравновесная, энергия и энтропия, парадоксы и паралогизмы, законы и постулаты.

### 1. Введение.

В развитии любой естественнонаучной теории время от времени наступают периоды, когда становится невозможным уложить новые взгляды и опытные факты в «прокрустово ложе» ее старой понятийной и концептуальной системы. Тогда объектом исследования становится сама теория: ее исходные предпосылки, логическая структура и математический аппарат. Термодинамика переживала такие периоды неоднократно [1]. Так было ещё в середине XIX столетия, когда под напором новых опытных фактов рушилось представление о теплороде как неуничтожимом флюиде, а вместе с ним, как казалось тогда, и основанная на нем теория тепловых машин С. Карно [2].

Несколькими десятилетиями спустя грозные тучи нависли уже над механической теорией теплоты Р. Клаузиуса [3] в связи с выводом о неизбежности «тепловой смерти Вселенной».

В конце XIX столетия значительные трудности возникли в связи с попытками термодинамического анализа процессов изменения состава в гетерогенных системах (при диффузии, химических реакциях, фазовых переходах и т. п.). Часть этих трудностей была преодолена Дж. Гиббсом [4] путем представления закрытой системы как совокупности открытых подсистем (фаз и компонентов). Однако некоторые из них, в частности парадокс Гиббса, не получили удовлетворительного решения до сих пор.

На протяжении XX столетия термодинамика также неоднократно сталкивалась с парадоксальными ситуациями, возникшими при выходе термодинамики за рамки повседневного опыта. Одна из таких ситуаций возникла в связи с ее приложением к релятивистским тепловым машинам (с быстро движущимися источниками тепла) и

---

<sup>1</sup> Тольяттинский государственный университет, советник проректора по науке.

<sup>2</sup> Российский химико-технологический университет, профессор кафедры «Кибернетика ХТП»

[Введите текст]

проявилась в виде утверждения о достижимости в них кпд более высокого, чем у обратимой машины Карно в том же интервале температур [5]. Несколько позже не менее парадоксальная ситуация возникла при попытках термодинамического описания спиновых систем с инверсной заселённостью энергетических уровней. Введение для таких состояний понятия отрицательной абсолютной температуры привело исследователей к выводу о возможности полного превращения в таких системах теплоты в работу и невозможности, напротив, полного превращения работы в теплоту, т. е. к «инверсии» основополагающего для термодинамики принципа исключённого вечного двигателя 2-го рода [5].

Не избежала этой участи и теория необратимых процессов (ТНП), созданная на основе пионерских работ Л. Онзагера [6] и базирующаяся на принципе возрастания энтропии. Трудности возникли прежде всего в связи с неизбежным переходом уравнений равновесной термодинамики в неравенства при исследовании необратимых процессов. Это потребовало введения в ТНП ряда дополнительных гипотез, окончательно лишивших её полноты и строгости классического термодинамического метода [7-9]. Попытки преодолеть эти трудности без основательной корректировки концептуальных основ и математического аппарата оказались безуспешными.

Предлагаемый в этой статье системно-энергодинамический подход к построению термодинамики состоит в получении всех её положений дедуктивным путём как следствий более общей теории – энергодинамики [10], представляющей собой единую теорию мощности реальных процессов переноса и преобразования любых форм энергии. В этой теории трудно воспринимаемое понятие энтропии заменено более общим параметром количества теплового движения как одной из равноправных форм энергии. Это обеспечивает единство понятийной системы и математического аппарата всех фундаментальных дисциплин, существенно упрощая их понимание и усвоение. При этом термодинамика становится одним из равноправных разделов энергодинамики.

## **2. Системно-энергодинамический подход к проблемам термодинамики**

Прошло более 150 лет с той поры, как в естествознание вошло понятие энтропии и принцип её возрастания в неравновесных адиабатических процессах [1]. Однако до сих пор не утихают споры о сокровенном смысле этого понятия и о физических причинах её возрастания, неумолимо ведущего к её «тепловой смерти» Вселенной. В обширной научной и околонучной литературе энтропии посвящены сотни книг и тысячи статей, где эти вопросы обсуждены с различных точек зрения [11]). Тем не менее до сих пор не доказана удовлетворительным образом несостоятельность теории тепловой смерти Вселенной Р. Клаузиуса и не устранено «вопиющее противоречие термодинамики с эволюцией. Тем временем понятие энтропии перешагнуло границы физики и проникло в самые сокровенные области человеческой мысли. Наряду с термодинамической энтропией Р. Клаузиуса появилась статистическая, информационная, математическая, лингвистическая, интеллектуальная и т. п. энтропии, что ещё более осложнило интерпретацию этого многоликого и плохо поддающегося интуитивному восприятию понятия. Положение ещё более усложнилось с расширением термодинамики на неравновесные системы, нетепловые и релятивистские машины, биологические системы и

[Введите текст]

системы с отрицательными абсолютных температурами и дискретной энергией, и т. п. Ситуация, сходная с парадоксом Гиббса и теорией тепловой смерти Вселенной, возникла практически в каждой области приложения термодинамики. Энтропия стала «козлом отпущения» за «любую и всякую» необратимость и «ахиллесовой пятой» термодинамики и [12]. Пришло время, когда несостоятельность понятия энтропии и необходимость её замены более адекватным параметром стала достоянием не только учёных-одиночек [13].

### 3. Обобщение понятия внутренней энергии и коррекция закона её сохранения

Термин «энергия» (от др. греч. ἐνέργεια — действие, деятельность, сила и т. п.) был предложен авторитетным физиком Т. Юнгом (1807) вместо понятия «живой силы»  $Mv^2$ , введённого Г. Лейбницем (1669) [14] и выражающегося произведением скалярного «количества движения»  $Mv$  Р. Декарта [15] на вибрационную скорость  $v$ . Её величина определялась работой силы  $F = dP/dt = dMv/dt$ , затраченной на возбуждение в системе неупорядоченного внутреннего движения:

$$W = \int v dP = Mv^2. \quad (1)$$

Таким образом, изначально понятие энергии имело простой и ясный смысл количественной меры внутреннего движения среды. Однако у Лейбница существовало и понятия «мёртвой силы», которое относилось к взаимному положению тел. Для неё следовало бы предложить термин, служащий антиподом энергии. Наиболее подходящим был бы термин «анергия», введённый З. Рантом (Z Rant), к сожалению, лишь в 1969 году. Вместо него в середине XIX столетия другой известный механик У. Ренкин ввёл понятие «потенциальной энергии»  $E_{\text{пот}}$ , которая являлась функцией взаимного положения неподвижной совокупности тел. Потребовалось введение уточнения «кинетическая энергия»  $E_{\text{кин}}$  как её антипода потенциальной энергии. Деление «полной» энергии  $E$  на кинетическую и потенциальную вполне устраивало механиков до тех пор, пока стало невозможным пренебрегать диссипативными явлениями, связанными с превращением упорядоченных форм энергии в тепловую. В качестве меры тепловой энергии Р. Клаузиус предложил понятие «полной теплоты тела», однако после ряда дискуссий предпочтение было отдано термину «внутренняя энергия»  $U$ , предложенному В. Томсоном [1]. С позиций механики внутренняя энергия имела смысл «рассеянной» (утратившей работоспособность) части полной энергии, переставшей зависеть от движения и положения системы относительно окружающей среды. Тогда закон сохранения энергии стали относить к сумме «внешней» ( $E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}}$ ) и внутренней  $U$  энергии «замкнутой» (изолированной от внешних воздействий) системы  $E_{\text{из}}$ :

$$E_{\text{из}} = (E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} + U)_{\text{из}} = \text{const}. \quad (2)$$

Однако для таких систем понятие «внешняя энергия» лишалось всякого смысла. Для них систем вся их энергия с очевидностью являлась внутренней (собственной). Поэтому в механике предпочли относить закон сохранения энергии к условным «консервативным» системам, где внутренней энергией  $U$  можно было пренебречь. Не будет поэтому преувеличением сказать, что именно применение термина «энергия» к величине  $E_{\text{пот}}$ , не имеющей отношения к движению, а термина «внутренняя энергия»  $U$  – к

[Введите текст]

величине, не измеряемой работой, породило до сих пор не преодоленные трудности в определении и понимании энергии. Ситуация стала ещё более сложной вследствие приписывания потенциальной энергии отрицательного знака и введения понятия «энергии нулевой точки». В результате «современная физика... не знает, что такое энергия» [16].

Чтобы исправить эту ситуацию, следовало бы отнести закон сохранения к сумме энергии и анергии, что соответствовало бы делению материи на вещественную и полевую составляющие. Однако, уступая сложившейся традиции, будем называть эту сумму внутренней энергией  $U$ . Часть её составляет кинетическая энергия упорядоченного относительного внутреннего движения макроскопических частей системы  $U_{\text{кин}}$  (колебательного, поступательного и вращательного). По мере его вырождения эта энергия переходит во внутреннюю потенциальную энергию  $U_{\text{пот}}$  взаимного положения макроскопических частей системы или во внутреннюю энергию неупорядоченного движения, именуемую внутренней тепловой энергией  $U_q$  («теплотой тела»). Последнюю можно определить как часть внутренней энергии  $U$  за вычетом её упорядоченных форм  $U_{\text{кин}}$  и  $U_{\text{пот}}$ , что соответствует записи закона сохранения энергии изолированной системы в форме:

$$U_{\text{из}} = (U_q + U_{\text{кин}} + U_{\text{пот}}) = \text{const.} \quad (3)$$

Согласно (3), внутренняя энергия  $U$  отнюдь не всегда является рассеянной (утратившей работоспособность). Более того, можно показать, что в веществе, в котором протекают какие-либо процессы, эта энергия никогда не исчезает полностью. Для этого представим любой экстенсивный параметр системы  $\Theta_i$  (его массу  $M$ , числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , энтропию  $S$ , электрический заряд  $\Theta_e$ , импульс  $\mathbf{P} = M\mathbf{v}$ , его момент  $\mathbf{L}$  и т. п.) интегралом от его локальной  $\rho_i = d\Theta_i/dV$  и средней  $\bar{\rho}_i = \Theta_i/V$  плотности  $\Theta_i = \int \rho_i dV = \int \bar{\rho}_i dV$ . Отсюда непосредственно следует, что

$$\int (\rho_i - \bar{\rho}_i) dV \equiv 0. \quad (4)$$

Это тождество справедливо для любого экстенсивного параметра системы, в том числе и для плотности энергии  $\rho_u = dU/dV$ . Согласно ему, какие-либо  $i$ -е внутренние процессы ( $d(\rho_i - \bar{\rho}_i)/dt \neq 0$ ) возможны только при  $\rho_i - \bar{\rho}_i \neq 0$ , т. е. когда система пространственно неоднородна. При этом отклонение плотности в одной части системы в большую сторону ( $d(\rho_i - \bar{\rho}_i)/dt > 0$ ) с необходимостью сопровождается её уменьшением в другой ( $d(\rho_i - \bar{\rho}_i)/dt < 0$ ). Это весьма общее положение, которое может служить математическим выражением основного закона диалектики – принципа «единства и борьбы противоположностей», было названо в энергодинамике «*принципом направленности*» неравновесных процессов. Согласно ему, заполненное материей пространство Вселенной в принципе не может быть однородным, покуда и поскольку в нём не прекращаются какие-либо процессы. Это кардинально расходится с постулатом однородности и изотропности пространства Вселенной, послужившему Э. Нётер основанием для доказательства законов сохранения энергии и импульса [17].

Согласно тождеству (4), по мере затухания процессов в каких-либо областях вещественной части Вселенной ( $d\rho_i/dt \rightarrow 0$ ) их внутренняя энергия  $U$  может переходить во внутреннюю тепловую энергию  $U_q$ , однако для Вселенной, «скрытую» («тёмную») материю, называвшуюся ранее «эфиром», это невозможно.

[Введите текст]

Отсюда следует необходимость учёта процессов в этой преобладающей части материи Вселенной, тем более что её количество составляет не менее 95% её массы. Неоднородность делает её плотность  $\rho_0$  функцией пространственных координат (радиус-вектора  $\mathbf{r}$ ) и времени  $t$ , т. е.  $\rho_0 = \rho_0(\mathbf{r}, t)$ . Поэтому её полная производная по времени  $d\rho_0/dt$  включает в себя конвективную  $(\partial\rho_0/\partial\mathbf{r})(d\mathbf{r}/dt) = (\mathbf{c}_0 \cdot \nabla)\rho_0$  и локальную  $(\partial\rho_0/\partial t)_r$  составляющую:

$$d\rho_0/dt = (\mathbf{c}_0 \cdot \nabla)\rho_0 + (\partial\rho_0/\partial t)_r. \quad (5)$$

Это выражение представляет собой «кинематическое» уравнение волны 1-го порядка, в котором  $d\rho_0/dt$  играет роль функции её затухания [18]. Оно описывает стоячую волну плотности эфира  $\rho_0$ , возникающую в нём вследствие неустойчивости его неоднородного состояния. Второе слагаемое правой части этого выражения характеризует изменение его локальной плотности, обусловленное «стеканием» скрытой массы из смежных областей пространства с характерной для него скоростью распространения возмущений, называемой скоростью света  $c_0$ . Это и делает «живую силу» эфира максимальной и равной  $U_0 = M_0 c_0^2$ . В газообразном веществе, образовавшемся вследствие конденсации эфира, эта скорость  $v_0$  меньше  $c_0$  в  $n$  раз, где  $n$  – показатель её преломления. Эта разница «живой силы»  $c_0 - v_0$  и обуславливает перманентный процесс «конденсации» эфира, порождающий в конечном счёте кругооборот материи во Вселенной. Различие фаз этого процесса в различных областях Вселенной и обуславливает не ограниченное временем и пространством развитие её, минуя состояние равновесия. В силу этих причин никакая теория не вправе «априори» постулировать одностороннюю направленность всех процессов и систем к равновесию, как это сделал Р. Клаузиус своей формулировкой 2-го начала термодинамики. Это и составляет основной недостаток его термодинамики, которая «стоит или падает» вместе с понятием энтропии [19].

#### **4. Замена энтропии более адекватной мерой количества теплового движения**

Термодинамика Р. Клаузиуса как механическая теория тепла формировалась в то время, когда под напором новых опытных фактов рушилось представление о теплоте как неуничтожимом флюиде (теплороде), содержащемся в телах, а вместе с ним и основанная на нем теория тепловых машин Карно (1824) [2]. Это и побудило его пересмотреть понятия теплоты как хаотической формы движения, рассматривающийся в одном ряду со светом, звуком, электричеством, магнетизмом и т. п., и трактовать её лишь как количественную меру процесса теплообмена, протекающего «самопроизвольно» в соответствии с законом Ж. Фурье (1822) лишь в направлении понижения температуры [1]. Определение теплоты как «энергии в состоянии перехода», т. е. как функции процесса теплообмена, сразу ограничило термодинамику «равновесными» состояниями и «квазистатическими» (бесконечно медленными) процессами, в которых можно было пренебречь «внутренними источниками» тепла трения, химических реакций, «дисгрегации» и т. п., появляющимися в процессе превращения в теплоту других (упорядоченных) форм энергии. Тем самым он заложил в свою теорию трудно разрешимое противоречие, порождённое несовместимостью понятий «равновесие» и «процесс». Это выразилось и в изгнании из «термодинамики» основополагающего

[Введите текст]

понятия силы, а с ней - и скорости теплообмена. Оно отразилось и на самом термине «энтропия»), отражающем направление процесса, а не его наличие. Между тем сам Клаузиус включая в понятие «полной теплоты тела» теплоту  $Q^e$ , полученную им извне, и теплоту  $Q^i$ , выделившуюся в системе вследствие совершения в ней «работы дисгрегации» диссипативного характера. Это и отразил И. Пригожин, разделив приращение энтропии  $dS$  на две независимые части  $d_e S$  и  $d_i S$ , обусловленные тем и другим. Однако и это не устраняет противоречия, обусловленного введением энтропии  $S$  в качестве координаты процесса теплообмена. Чтобы убедиться в этом, представим энтропию системы  $S$  интегралом от  $e^-$  локальной  $\rho_s = dS/dV$  и средней  $\bar{\rho}_s = S/V$  плотности. Отсюда в соответствии с (4) следует, что

$$\int (\rho_s - \bar{\rho}_s) dV \equiv 0. \quad (6)$$

Согласно (6), если в какой-либо части системы энтропия возрастает ( $d\rho_s/dt > 0$ ), то в другой её части она неизбежно убывает ( $d\rho_s/dt < 0$ ). Это положение вскрывает несостоятельность энтропии как параметра, который не должен уменьшаться ни в какой части адиабатически изолированной равновесной системы. Из (6) следует, что носитель тепловой формы энергии, как и любой другой энергоноситель, должен иметь возможность как возрастать, так и убывать в таких системах.

Таким параметром, как показано в ряде наших работ [20,21], является «термоимпульс»  $\Theta_q = Mv_q$ , т. е. импульс внутреннего движения со средней скоростью  $v_q$ , утративший свою векторную природу вследствие его хаотичности. При этом внутренняя тепловая энергия  $U_q$  находится как часть «живой силы»  $Mv_q^2$  (или внутренней энергии  $U$ ) за вычетом упорядоченной (кинетической и потенциальной) энергии макроскопических частей системы, а термоимпульс – как частное от деления  $U_q$  на абсолютную температуру системы  $\Theta_q = U_q/T$ . Это позволяет различать экстенсивную (количественную)  $\Theta_q$  и интенсивную (качественную) меру  $T$  внутренней тепловой энергии  $U_q = T\Theta_q$  что делает её неравновесным аналогом связанной энергии Гельмгольца  $TS$ . Правомерность замены энтропии  $S$  термоимпульсом  $\Theta_q$  (Дж  $K^{-1}$ ) подтверждается правилами дифференцирования, согласно которым

$$dU_q = Td\Theta_q + \Theta_q dT, \quad (7)$$

Здесь  $Td\Theta_q$  и  $\Theta_q dT$  — частные дифференциалы  $U_q$ , обусловленные соответственно внешним теплообменом и внутренними источниками тепла, возникшими вследствие совершения работы диссипативного характера  $dW^d = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$ . В последнем легко убедиться, умножая и деля  $\Theta_q dT$  на  $d\mathbf{r}$  и учитывая, что в стационарных процессах  $\nabla T = dT/d\mathbf{r} = \mathbf{F}/\Theta_q$ . В изотермических условиях  $dU_q = Td\Theta_q = TdS$ , т. е. термоимпульс является более общим параметром, отражающим не только теплообмен, но и ту «работу дисгрегации», о которой говорил Клаузиус, вводя понятие «полной теплоты» тела. Однако главным преимуществом термоимпульса перед энтропией является его наглядность и применимость к нему понятия потока, что неприемлемо для статистической энтропии как меры «термодинамической вероятности». Термоимпульс не требует и вероятностной трактовки, а его существование в неоднородных системах не требует доказательств. В ряде работ [20-25] мы показали, каким образом замена энтропии термоимпульсом устраняет выявленные ранее в [26] паралогизмы. Вместе с тем имеется ряд не менее

[Введите текст]

существенных преимуществ термодинамики, освобождённой от понятия энтропии. Их анализу мы и посвятим последующие части этой статьи.

## 5. Устранение неравенств из математического аппарата термодинамики

Известно, что объединённое уравнение 1-го и 2-го законов термодинамики в случае необратимых процессов принимает вид неравенства [1, 5]:

$$TdS > dU + pdV. \quad (8)$$

Причиной возникновения неравенств является то, что в отсутствие равновесия в системе появляются внутренние источники тепла, в результате чего  $TdS > \delta Q^e$ . Аналогичные неравенства возникают, вообще говоря, и у других параметров  $\Theta_i$ , в том числе у чисел молей  $k$ -х веществ  $N_k$  и даже для объёма системы  $V$ , который может увеличиваться при её расширении в пустоту без совершения работы  $pdV$ .

Между тем возможен иной подход к выводу основного уравнения термодинамики, изначально ориентированный на исследование внутренне неравновесных (неоднородных) систем с протекающими в них нестатическими процессами. Этот метод основан на представлении внутренней энергии  $U$  системы неизменного объёма  $V$  как функции независимых экстенсивных параметров их состояния  $\Theta_i$  (массы  $M$ , числа молей  $k$ -х веществ, термоимпульса  $\Theta_q$ , заряда  $\Theta_e$  и т. п. с учётом их неравномерного распределения по объёму системы. Эта неоднородность может быть выражена отклонением положения центра этих величин  $\mathbf{R}_i$  от их однородного (равновесного) положения  $\mathbf{R}_{i0}$ , которое определяется известным образом:

$$\mathbf{R}_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i(\mathbf{r}, t) \mathbf{r} dV; \quad \mathbf{R}_{i0} = \Theta_i^{-1} \int \rho_{i0}(t) \mathbf{r} dV, \quad (9)$$

где  $\mathbf{r}$  - бегущая (эйлерова) пространственная координата;  $t$  - время.

Отсюда следует, что перераспределение энергоносителя  $\Theta_i$  при отклонении системы от однородного («внутренне равновесного») состояния сопровождается возникновением некоторого «момента распределения»

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i0}) = \int [\rho_i(\mathbf{r}, t) - \rho_{i0}(t)] \mathbf{r} dV \quad (10)$$

с плечом  $\Delta \mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i0}$ , названным нами «вектором смещения» [11].

Появление у любого  $i$ -го энергоносителя  $\Theta_i$  момента распределения  $\mathbf{Z}_i$  с плечом  $\Delta \mathbf{R}_i$  делает его энергию  $U_i$  функцией двух переменных  $\Theta_i$  и  $\mathbf{R}_i$  (при  $\mathbf{R}_{i0} = 0$ ), т. е.  $U_i = U_i(\Theta_i, \mathbf{R}_i)$ . В таком случае  $U = \sum_i U_i(\Theta_i, \mathbf{R}_i)$ , а её полный дифференциал можно представить в виде тождества [10]:

$$dU \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i + \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{R}_i, \quad (11)$$

где  $\mathbf{F}_i \equiv (\partial U_i / \partial \mathbf{R}_i)$  – силы в их общефизическом понимании.

Согласно (11), скорость изменения энергии системы также может быть представлена в виде тождества

$$dU/dt \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt + \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i, \quad (\text{Вт}) \quad (12)$$

[Введите текст]

Скорость  $\mathbf{v}_i$  можно разложить на поступательную  $\mathbf{w}_i$  и вращательную составляющую  $\boldsymbol{\omega}_i \times \mathcal{R}_i$  (с угловой скоростью  $\boldsymbol{\omega}_i$  и мгновенным радиусом  $\mathbf{F}_i$ ). Тогда применительно к изолированной системе ( $dU/dt = 0$ ) получим окончательно:

$$dU/dt \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt + \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{w}_i + \sum_i \mathbf{M}_i \cdot \boldsymbol{\omega}_i = 0, \quad (13)$$

где  $\mathbf{M}_i = \mathbf{F}_i \times \mathcal{R}_i$  – результирующий крутящий момент сил  $\mathbf{F}_i$ .

Это тождество включает в себя импульсы колебательного, поступательного и вращательного движения  $i$ -х энергоносителей и потому является наиболее полным уравнением закона сохранения энергии в его содержательной форме (выраженной через параметры состояния). Главное его достоинство состоит в том, что, подобно классической термодинамике, оно описывает процессы в системе как целом, не дробя её на бесконечное число элементарных объёмов  $dV$  или масс  $dM$ . Это делает число степеней свободы сплошных сред конечным ( $i = 1, 2, \dots, I$ ), а математический аппарат термодинамики – применимым как к континуальным, так и корпускулярным моделям систем. Кроме того, это позволяет сохранить присущие объекту исследования «системообразующие» свойства, отсутствующие в её отдельных частях, что соответствует системному подходу.

В равновесных системах (где  $\mathbf{Z}_i = 0$ ) тождество (13) переходит в объединённое уравнение 1-го и 2-го начал термодинамики открытых многокомпонентных поливариантных систем, принятое в ТНП на основе гипотезы локального равновесия :

$$dU = \sum_i \Psi_i d\Theta_i, \quad (14)$$

Самым примечательным при таком подходе является то, что при таком подходе (от общего к частному) выражение (14) сохраняет характер равенства, несмотря на явный учёт необратимости. Это стало возможным благодаря замене энтропии  $S$  на термоимпульс  $\Theta_q$ , который учитывает внутренние источники тепла. Это существенно облегчает изложение и освоение ТНП и позволяет распространить её методы и математический аппарат на другие фундаментальные дисциплины.

## **6. Беспостулативное обоснование всех положений термодинамики необратимых процессов**

В физике начала XX столетия наряду с квантовой механикой (КМ) и теорией относительности (ТО), возникла ещё одна не менее революционная теория – термодинамика необратимых процессов (ТНП). Изначально в пионерских работах Л. Онзагера [6] она имела смысл «квазитермодинамической» теории скорости релаксационных процессов. Эта теория внесла в теоретическую мысль XX столетия ряд новых принципов общезначимого содержания. Она предсказывала и объясняла ряд явлений, казавшихся противоречащими классической термодинамике, в том числе явления типа «активного транспорта» веществ в биологических системах или «восходящей диффузии» в металлах (переноса вещества в направлении возрастания его концентрации), химические реакции типа Белоусова-Жаботинского (протекающие в сторону возрастания их «средства»), многочисленные термомеханические, термоэлектрические, термохимические и т. п. эффекты, носящие антидиссипативный характер, «самоорганизацию» открытых неравновесных систем и т. д. Все такого рода явления, возникающие при одновременном протекании противоположных процессов, послужили основой для многих технологий XX века. Поэтому теория Онзагера вызвала живой интерес исследователей многих стран.



[Введите текст]

Основными величинами, которыми оперирует эта теория («термодинамические» силы  $X_i$  как причины возникновения  $i$ -го скалярного процесса релаксации, и «потoki»  $J_i$  как их обобщённые скорости), находятся на основе выражения «производства» энтропии  $dS/dt$  как его производные по параметрам  $A_i$ , характеризующих удаление таких систем от равновесия, и, соответственно, как производные от этих параметров по времени:

$$dS/dt = \sum_i (\partial S / \partial A_i) dA_i/dt = \sum_i X_i J_i. \quad (15)$$

Однако такие параметры  $A_i$  в равновесной термодинамике заведомо отсутствовали. Поэтому его теория оставалась, по существу, пустым формализмом до тех пор, пока другой будущий нобелевский лауреат И. Пригожин не предложил метод нахождения векторных термодинамических сил  $X_i$  и потоков  $J_i$  для «стационарных» необратимых процессов [7]. Для этого он выдвинул гипотезу локального равновесия, согласно которой в элементах объёма континуума  $dV$  существует равновесие (несмотря на протекание в них нестатических процессов), так что их состояние характеризуется тем же набором переменных  $\Theta_i$ , что и в равновесии (несмотря на появление дополнительных термодинамических сил  $X_i$ ), а к ним применимы все соотношения равновесной термодинамик (несмотря на неизбежный переход их в неравенства).

При всей своей внутренней противоречивости эта гипотеза позволяла применить законы сохранения массы, импульса, заряда и энергии, взятые из других дисциплин, для нахождения сил  $X_i$  и потоков  $J_i$ . Правда, это требовало основательного знания этих дисциплин и значительных усилий, что оказалось не под силу не только бакалаврам, но и магистрам. Вызывало серьёзные осложнения и доказательства основных положений ТНП, требующие применения принципов статистической механики и молекулярно-кинетической теории. Дополнительные осложнения вызывала возможность разложить «производство энтропии»  $d_i S/dt$  на сомножители  $X_i$  и  $J_i$  множеством способов. Это обуславливало известный произвол в их физическом смысле и размерности, что затрудняло однозначную интерпретацию полученных результатов. В результате ТНП так и стала предметом изучения в вузах.

Между тем, как показано в монографии «Термокинетика» (1999) [27], написанной по материалам докторской диссертации [28], все положения ТНП могут быть получены как её следствия термодинамики неравновесных процессов [29] в её приложении к нестатическим процессам. Это касается прежде всего возможности находить термодинамические силы  $X_i$  непосредственно из тождества (11) как удельных сил  $F_i / \Theta_i$ , а потоков  $J_i = \Theta_i v_i$  – как производных от параметров неоднородности  $Z_i$  по времени. Линейные «феноменологические» законы Онзагера

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j, \quad (16)$$

отражающие его постулат о зависимости каждого из потоков  $J_i$  от всех действующих в системе термодинамических сил  $X_j$  ( $i, j = 1, 2, n$ ) может быть обоснован как следствие 3-го закона Ньютона  $\sum_i F_i = 0$  для замкнутой системы сил [27].

Важнейшее положение ТНП - соотношения взаимности Онзагера:  $L_{ij} = L_{ji}$  - также могут быть доказаны как следствие известной теоремы о независимости смешанной производной от порядка дифференцирования по независимым переменным, которая приводит к более общим дифференциальным соотношениям взаимности между разнородными потоками  $J_i, J_j$  и силами  $X_j, X_i$  [30]:

[Введите текст]

$$\partial \mathbf{J}_i / \partial \mathbf{X}_j = \partial \mathbf{J}_j / \partial \mathbf{X}_i, \quad (17)$$

Эти соотношения справедливы независимо от вида кинетических уравнений процессов переноса (феноменологических законов). Приложение их к линейным законам Онзагера непосредственно приводит к условиям симметрии матрицы феноменологических коэффициентов:

$$\partial \mathbf{J}_i / \partial \mathbf{X}_j = L_{ij} = \partial \mathbf{J}_j / \partial \mathbf{X}_i = L_{ji}. \quad (18)$$

Использование соотношений (17) позволяет расширить сферу применимости ТНП на нелинейные системы (с зависимыми от сил феноменологическими коэффициентами  $L_{ij}(\mathbf{X}_j)$ ). При этом открывается возможность нахождения более простой «диагональной» формы феноменологических законов вида [31];

$$\mathbf{J}_i = L_i \Sigma_j \mathbf{F}_j, \quad (19)$$

содержащей единственную (результатирующую) движущую силу какого-либо независимого процесса  $\mathbf{F}_i = \Sigma_{j=1} \mathbf{F}_j$  и меньшее число кинетических (феноменологических) коэффициентов  $L_i$ . На этой основе разработан новый метод описания и исследования необратимых процессов, позволяющий находить эффекты наложения в нелинейных системах без использования соотношений взаимности (10) при дальнейшем сокращении числа феноменологических коэффициентов (от  $n(n+1)/2$  в ТНП до  $n$ ) [32].

## 7. Доказательство единства законов преобразования любых форм энергии

Несмотря на революционный характер ТНП в технологии XX столетия, её крупным недостатком было то, что она исключала из рассмотрения процессы полезного преобразования энергии в тепловых машинах, служившие основным объектом исследования термодинамики. Причина в том, что ТНП основывалась на принципе возрастания энтропии, не которую полезная (обратимая) работа, как известно, не влияет. Между тем кинетика процессов полезного преобразования энергии, анализ взаимосвязи производительности (мощности) и термодинамической эффективности теплоэнергетических и технологических установок в первую очередь интересует энергетику и теплотехнику. Важен такой анализ и для биофизики, поскольку работоспособность биосистем является основным показателем их жизнедеятельности. Не в меньшей степени она и космологию, ибо именно энергетические процессы составляют сущность наблюдаемых во Вселенной явлений. Поэтому наряду с классической теорией тепловых машин, в термодинамике XX столетия возникло ещё одно направление – так называемая «термодинамика при конечном времени» [33]. Хотя эта теория изучает в основном условия достижения максимальной мощности циклических тепловых машин, т. е. предельные возможности процессов преобразования энергии, она значительно ближе к реальности и находится в таком же отношении к классической теории тепловых машин, как динамика к статике.

В связи с этим возникла естественная задача разработки теории, которая не исключала бы из рассмотрения ни обратимую, ни необратимую составляющую реальных процессов. Такая теория была предложена нами в [10] и названа для краткости «энергодинамикой». С её позиций Р. Клаузиус с самого начала пошёл по ложному пути,

[Введите текст]

уводящему в сторону от теории тепловых машин С. Карно (1824). Хотя последняя опиралась на представление о теплороде как о неуничтожимом и невесомом флюиде, само использование им метода циклов предполагало возможность возвращения рабочего тела машины в исходное состояние, т. е. обратимость процесса и сохранение энергоносителя. Замена теплорода энтропией не давала в этом отношении ничего нового, поскольку и для энтропии  $\oint dS = 0$ . В то же время теория Карно указывала на необходимость создания

«движущей силы тепла», в виде перепада температур между теплоисточником и теплоприёмником. В теории Клаузиуса это понятие отсутствовало. Далее, теория Карно указывала на причину понижения КПД тепловой машины - любое понижение этого перепада, не связанное с совершением работы [2]. Теория же Клаузиуса считала причиной этого рост энтропии. Наконец, теория Карно предложила идеальный цикл, обладающий наивысшим термическим КПД, и доказала независимость КПД этого цикла от природы рабочего тела. Тем самым она указала пути его повышения, полностью подтверждённые и реализованные в дальнейшем в теплоэнергетике. Клаузиус же предпочёл ввести теплорода энтропию, которая остаётся неизменной в процессах совершения обратимой работы, но возрастает в изолированных системах, «вопрос о физических причинах которого... до сих пор остаётся открытым» [34]. В результате тепловые машины приобрели особый статус преобразователей энергии, термический КПД которых (т. е. отношение произведённой в цикле работы  $W_{\text{ц}}$  к подведённой от источника теплоте  $Q_1$ ) даже в идеале не может достигнуть 100%. Это породило даже деление различных форм энергии на «энтропийные» и «безэнтропийные» [35].

Совсем иное дело, когда эти же вопросы рассматриваются с позиций неравновесной термодинамики, когда в качестве источника энергии рассматривается неоднородная среда в целом, части которой противоположным образом изменяют своё состояние в процессе преобразования энергии. В таком случае необходимость постулирования 2-го начала просто отпадает, поскольку теплоисточниками и теплоприёмниками становятся различными частями одной и той же окружающей среды, между которыми возникают потоки энергоносителя как преобразуемой  $J_i$ , так и преобразованной энергии  $J_j$ . Феноменологические законы ТНП для них приобретают вид [36]:

$$J_i = L_{ij} X_i - L_{ij} X_j \quad (20)$$

$$J_j = L_{ji} X_i - L_{ji} X_j \quad (21)$$

Такой характер кинетических уравнений лучше всего проиллюстрировать на примере трансформатора, в котором  $X_i$  и  $X_j$  представляют собой напряжения в его первичной и вторичной цепи, а коэффициенты  $L_{ij}$  и  $L_j$  – их проводимости. Взаимное влияние этих цепей учитывается в этих уравнениях коэффициентами  $L_{ij}$  и  $L_{ji}$ . Благодаря такому виду законы (20, 21) отражают известный факт уменьшения тока  $J_i$  в первичной цепи по мере возрастания напряжения  $X_j$  на нагрузке по мере приближения к режиму «холостого хода» трансформатора ( $J_j = 0$ ), или, напротив, падение напряжения в первичной цепи  $X_i$  по мере возрастания тока  $J_j$  с приближением к режиму «короткого замыкания» ( $X_j = 0$ ).

При постоянстве упомянутых коэффициентов законы (20, 21) можно представить в безразмерной форме, не содержащей этих коэффициентов:

[Введите текст]

$$X_j/X_{j0} + J_j/J_{jk} = 1. \quad (22)$$

Это позволяет ввести ряд критериев подобия процессов преобразования энергии, один из которых,  $\Phi = L_{ii}L_{jj}/L_{ij}L_{ji}$ , составлен из упомянутых коэффициентов и аналогичен по смыслу соотношению реактивных и активных сопротивлений цепи. Он изменяется от 0 до  $\infty$  и с точностью до температурного множителя совпадает с «коэффициентом добротности»  $\Phi$ , введённым А. Иоффе в качестве обобщающей характеристики термоэлектрических генераторов.

Другой безразмерный критерий можно составить из граничных условий, задаваемых отношением тока в нагрузке в текущем режиме  $J_j$  и в режиме «короткого замыкания»  $J_{jk}$ . Этот критерий изменяется от 0 в режиме холостого хода ( $J_j = 0$ ) до 1 в режиме «короткого замыкания» ( $X_j = 0$ ) и потому назван нами *критерием нагрузки установки* [37]:

$$B = J_j/D_{ijk} = 1 - X_j/X_{j0}. \quad (23)$$

В качестве определяемого критерия подобия нами предложен «мощностной КПД», представляющий собой отношение мощности на выходе  $X_j$  и входе  $N_i$  преобразующего устройства:

$$\eta_N = N_j/N_i = X_j J_j / X_i J_i. \quad (24)$$

Этот показатель относится к категории относительных КПД и изменяется от 0 (в режиме «холостого хода» и «короткого замыкания») до 1 (в отсутствие каких бы то ни было потерь как при переносе энергии от источника к преобразующему устройству, так и при преобразовании энергии в самом этом устройстве). Этот КПД учитывает кинетику процесса преобразования энергии и режим работы установки, что существенно точнее характеризует степень конструктивного и термодинамического совершенства энергопреобразующего устройства.

Используя эти критерии, выражению (22) можно придать вид *критериального уравнения процесса энергопревращения*:

$$\eta_N = (1 - B)/(1 + 1/B\Phi). \quad (25)$$

Согласно этому выражению, в подобных условиях ( $B, \Phi = \text{idem}$ ) *мощностной кпд любого линейного преобразователя энергии одинаков и дважды обращается в нуль* (при  $B = 0$  и 1) независимо от конструктивных особенностей установки. Это позволяет построить универсальную нагрузочную характеристику энергопреобразующих систем (рис. 1), которая отражает зависимость кпд установки  $\eta_N$  при различных значениях критерия добротности  $\Phi$  (сплошные кривые), и её выходной мощности  $N_j$ , от относительной нагрузки  $B$  (штрихпунктирная линия). Как следует из неё, по мере возрастания нагрузок и удаления от режима «холостого хода» КПД возрастает, достигая максимума при вполне определённой нагрузке. Это существенно дополняет результаты термодинамического анализа эффективности энергоустановок различного типа и приближает их к реальности.

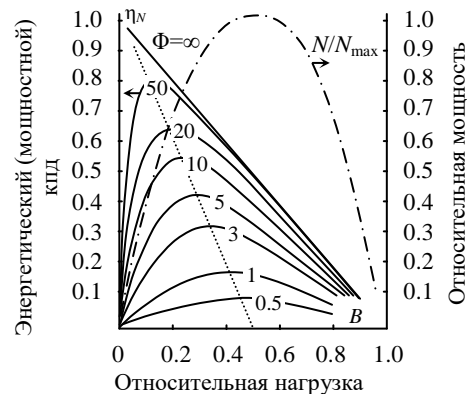


Рис.1. Универсальные нагрузочные характеристики тепловых машин

## 8. Отказ от построения термодинамики на основе «начал».

Одной из наиболее привлекательных черт термодинамики всегда была возможность получения множества следствий, относящихся к различным явлениям, на основе небольшого числа первичных принципов (начал), носящих характер опытных законов. Этим обуславливался её статус «единственной теории общего содержания, ...следствия которой никогда и никем не будут опровергнуты» [38].

Однако с проникновением в основания термодинамики гипотез и постулатов она утратила это преимущество. Так, с переходом к рассмотрению открытых систем, обменивающихся веществом с окружающей средой, понадобилось третье начало, утверждающее обращение энтропии и внутренней энергии в нуль при абсолютном нуле температур. Позднее углублённый анализ логической структуры термодинамики [39, 40] привёл к пониманию необходимости разделения второго начала на два независимых принципа (существования и возрастания энтропии), а также к осознанию важной роли «нулевого» и «общего» начал термодинамики» [5]. С переходом к изучению неравновесных систем с протекающими в них необратимыми процессами оказалось необходимым добавить принцип взаимности Л. Онзагера [6], который с феноменологических позиций иногда называют «четвертым началом». Дальнейшие исследования выявили принципиальное отличие статистической и феноменологической термодинамики и основополагающую роль для последней принципа самоненарушимости равновесия, которому стали отводить роль ее «общего начала» [5]. Таким образом, в основе современной термодинамики лежат уже не два, а семь начал! Однако и это не уменьшило число спорных следствий термодинамики, вызывающих сомнения в безупречности ее как теории. Это проявляется, в частности, в отрицании справедливости принципа исключённого вечного двигателя 2-го рода в релятивистской термодинамике, в термодинамике спиновых систем (с отрицательной абсолютной температурой и т. д. [41] и даже в термодинамике открытых систем [42]. С особой очевидностью противоречивость термодинамики Р. Клаузиуса, основанной на понятии энтропии, проявилась в теории «тепловой смерти» Вселенной [1], в «вопиющем противоречии» её с эволюцией биологических систем» [43],

Глубокая неудовлетворённость исследователей таким положением дел нашла своё отражение в попытках построения термодинамики на базе других фундаментальных дисциплин. Наиболее ярко эта тенденция проявилась в «термодинамике реальных процессов» А. Вейника [13], построенной на целом ряде постулатов квантово-механического характера, в «информационной термодинамике» М. Трайбуса [44], базирующейся на формализме теории информации, и в «Рациональной механике» К. Труделла [45], основанной на топологии. Для всех этих теорий характерен отказ от последовательно дедуктивного (идущего от общего к частному) и феноменологического построения равновесной и неравновесной термодинамики, что лишает их основного достоинства классического термодинамического метода – непреложной справедливости его следствий в пределах применимости исходных понятий и условий однозначности. Всё это лишает построение термодинамики на основе «начал» их эвристической ценности и делает целесообразным возвращение к её истокам как учения о движущих силах тепла в

[Введите текст]

точном соответствии с термином «термодинамика» (от греч. θερμη — «тепло», δυναμις — «сила»). Изложенные выше основные положения такой термодинамики рассмотрены в монографиях «Термокинетика» [27] и «Энергодинамик» [10], и изложены выше. Дальнейшей перспективой их развития стало бы придание носителям всех форм энергии смысла и размерности количества движения определённого рода, а всем потенциалам – смысла и размерности скорости соответствующей формы движения. Это означало бы подлинную революцию в метрологии и системах физических величин благодаря кардинальному сокращению числа независимых понятий. Это существенно облегчило бы не только понимание физической сущности всех энергоносителей как вибраторов, но и переход от одной фундаментальной дисциплины к другой.

## 9. Заключение

Рассмотренный выше системно-энергодинамический подход к доказательству важнейших положений термодинамики не требует никаких гипотез и постулатов. Вместе с тем он обнажает преимущества построения современной термодинамики «с чистого листа» как равноправного раздела единой теории мощности процессов переноса и преобразования любых форм энергии, названной нами для краткости «энергодинамикой». Эти преимущества состоят в следующем:

1. Устранены причины возникновения многочисленных *паралогизмов термодинамики*, вызванных неадекватностью энтропии Клаузиуса существованию дела и необоснованной экстраполяции методов равновесной термодинамики за пределы справедливости её исходных положений.

2. Обоснована необходимость вернуть понятию внутренней энергии её изначальный смысл «живой силы» и возможность представления её различных форм в виде произведения количества движения (энергоносителя) на его среднюю скорость (потенциал). На этой основе предложено заменить энтропию «термоимпульсом».

3. Доказан диалектический принцип «*противонаправленности*» неравновесных процессов, делающий необходимым существование антипода вещественной форме материи и их перманентного кругооборота во Вселенной.

4. Доказана необходимость введения *дополнительных* параметров неоднородности («моментов распределения энергоносителя»  $Z_i$  и сопряжённых с ними «термодинамических сил»  $X_i$ ) и на их основе выведено универсальное уравнение баланса энергии неравновесных систем, не переходящее в неравенство для необратимых процессов.

5. Дано беспостулативное обоснование основных положений теории необратимых процессов, позволяющее осуществить синтез равновесной и неравновесной термодинамики в рамках классической физики.

6. Доказано *единства* законов преобразования любых форм энергии и предложен универсальный показатель эффективности прямых и обратных, циклических и нециклических, тепловых и нетепловых машин, учитывающий кинетику процесса преобразования энергии и режимы работы энергоустановок.

7. Предложена *теория подобия* преобразователей энергии, устраняющая дискриминацию тепловых машин, и на её основе построены универсальные нагрузочные

[Введите текст]

характеристики, отражающие связь их КПД с обобщёнными критериями нагрузки и конструктивного совершенства энергоустановок.

Всё это возвращает следствиям термодинамики статус непреложных истин и открывает возможность распространения методов термодинамики на другие дисциплины с учётом необратимости исследуемых ими реальных процессов.

## Литература

1. *Гельфер Я.М.* История и методология термодинамики и статистической физики. Изд. 2-е. – М.: Высшая школа, 1981.
2. *Карно С.* Размышления о движущей силе огня и машинах, способных развивать эту силу // Второе начало термодинамики. //М.: Гостехиздат, 1934. – С. 17...62.
3. *Клаузиус Р.* Механическая теория теплоты. // Второе начало термодинамики. – М.: Гостехиздат, 1934. – С.63...99.
4. *Гиббс Дж.В.* Термодинамические работы. Ч.3. О равновесии гетерогенных веществ.: Пер. с англ. – М. –Л.: Гостехиздат, 1950.
5. *Базаров И. П.* Термодинамика. Изд. 4-е. М.: Высшая школа, 1991.
6. *Onsager L.* Reciprocal relations in irreversible processes.//Phys. Rev., 1931.- **237**(14).-P.405-426; **238**(12).- P.2265–2279.
7. *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов. – М.: ИИЛ., 1960, 128 с.
8. *Де Гроот С.Р., Мазур Р.* Неравновесная термодинамика. – М.:Мир, 1964.
9. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. – М.: Мир, 1974, 304 с.
10. *Эткин В. А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). СПб, Наука, 2008; *Etkin V.* Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011.
11. *Шамбадаль П.* Развитие и приложения понятия энтропии: Пер с франц. – М.: Наука, 1967.
12. *Эткин В. А.* Ахиллесова пята термодинамики. //Проблемы науки, 10(34) 2018.5–18.
13. *Вейник А. И.* Термодинамика. Минск.: Высш. школа, 1968.
14. *Лейбниц Г. В.* Сочинения. Т.3 Теория познания, методология, логика и общая теория науки. М.: Мысль, [1984](#). 734 с.
15. *Декарт Р.* Сочинения в двух томах. — М.: Мысль, 1989.
16. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. М.: URSS, 2016.
17. Нётер Э. Инвариантные вариационные задачи // Вариационные принципы механики / под ред. Полак Л. С. М., Физматлит, 1959. 613–614.
18. *Крауфорд Ф.* Берклевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965.
19. *Планк М.* Термодинамика. – М. –Л.: ГИЗ, 1925.
20. *Эткин В.А.* Альтернатива термодинамической энтропии. //Annali d'Italia, 35(2022).47-56.
21. *Etkin V.A.* Thermoimpulse as a True Extensive Measure of Heat. //Global Journal of Researches in Engineering: G Industrial Engineering, 23(1)2023.21-31.

[Введите текст]

22. *Эткин В. А.* Роковая ошибка Клаузиуса. // Вестник Международной академии системных исследований, 25(1).2023.55-76.
23. *Etkin V.A.* On the inconsistency of the equilibrium thermodynamics of Clausius. // IV International Scientific Conference Paris. France. 02-03.05.2023. p.47-61.
24. *Etkin V.A.* Entropy or thermoimpulse? // Proceedings of the II International Scientific and Practical Conference “Scientific advances and innovative approaches” Токио, Japan, 19-20.01.2023. DOI 10.5281/zenodo.7560026
25. *Etkin V.A.* Thermoimpulse as a True Extensive Measure of Heat. //Global Journal of Researches in Engineering: G Industrial Engineering, 23(1)2023.21-31.
26. *Эткин В.А.* Паралогизмы термодинамики. – Saarbrücken, Palmarium Ac. Publ., 2015.
27. *Эткин В. А.* Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. Тольятти, Акад. бизнеса, 1999; *Etkin V.* Thermokinetics (Synthesis of Heat Engineering Theoretical Grounds).- Haifa, 2010. – 334 p.
28. *Эткин В.А.* Синтез и новые приложения теорий переноса и преобразования энергии: Дисс. ... доктор технических наук: 05.14.05 - Теоретические основы теплотехники. М., МЭИ, 1998.
29. *Эткин В. А.* Термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. – Саратов: Изд. –во СГУ, 1991.
30. *Эткин В. А.* Соотношения взаимности обратимых процессов. //Сиб. физ. – техн. журн., 1(1993). 2117-2121; *Etkin V.A.* Reciprocal relations of irreversible processes. // Soviet Journal of Appl. Physics, 1(1993).62-64.
31. *Эткин В. А.* Альтернативная форма обобщённых законов переноса. //Инженерно-физический журнал ИФЖ), 72(4).1999.775-782.
32. *Эткин В. А.* Метод исследования линейных и нелинейных необратимых процессов. // Журн. физ. химии, 65(3).1991. 642-651; *Etkin V.A.* Method of studying linear and non-linear irreversible processes. //Russian Journal of Physical Chemistry, 1991, **65**(3), pp. 339-343.
33. *Sienintyez S., Salamon P.* Finite-Time Thermodynamics and Thermoeconomics, 1990.
34. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.1. Механика. М.: Наука, 1973.
35. Эксергетические расчёты технических систем. (справочное пособие под ред. А.А. Долинского и В.М. Бродянского, Киев, «Наукова думка», 1991.
36. *Эткин В. А.* К неравновесной термодинамике энергопреобразующих систем. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 6(1990).120...125; *Etkin V.A.* To the non-equilibrium thermodynamics of energy transformation systems. // Soviet. Journal of Appl. Physics, 6(1990).720-725.
37. *Эткин В.* Теория подобия энергетических установок. /В кн. В.А.Эткин «От термо – к энергодинамике», Хайфа, 2020. с. 171–185; *Etkin V.A.* To the similarity theory of power plants. //Atti del 49° Congresso Nat. ATI.-Perugia, 4(1994).433-443.
38. Эйнштейн А. Творческая биография // В кн. «Физика и реальность». – М.: «Наука», 1985. – С. 131–166.
39. *Афанасьева-Эренфест Т. А.* Необратимость, односторонность и 2-е начало термодинамики. // Журн. прикл. физ. 1928. Т.5. Вып. 3–4. С. 3–30.
40. *Гухман А. А.* Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986.
41. *Эткин В. А.* Паралогизмы термодинамики. – Saarbrücken, Palmarium Ac. Publ., 2015.



[Введите текст]

42. *Мамонтов М. А.* Основы термодинамики тел переменной массы. Тула, 1970.
43. *Пригожин И.* Время, структура и флуктуации (нобелевская лекция по химии 1977 года). // Успехи физических наук. 1980. Т. 131. С.185–207.
44. *Трайбус М.* Термостатика и термодинамика. М.: Энергия, 1970.
45. *Трусделл К.* Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. М.: Мир, 1975.